

Параметры оптических потенциалов

Позиция	Поверхностное				Объемное				Комбинированное	
	I	II	III	IV	I	II	III	IV	II	III
$\sigma_{opt} \cdot 10^{-3}$	10 ⁶	9	9	0	10 ⁶	9	9	0	9	9
	41,5	43,2	41,9	43,3	44,3	43	39,1	42,2	40,9	38,9
	1,31	1,28	1,3	1,29	1,25	1,26	1,35	1,31	1,31	1,35
	0,36	0,29	0,25	0,27	0,6	0,56	0,36	0,3	0,46	0,31
	—	—	—	—	3,6	4,5	4,2	5	2,1	1,5
	4	4,7	5,6	10	—	—	—	—	5	5
	1,17	1,17	1,05	1,1	—	—	—	—	1,06	1,26
	0,95	1,0	0,95	0,72	—	—	—	—	0,72	0,64
	4,9	3,3	17,8	18,5	0	3,1	14,9	17	0	16,4
	0,137	0,077	0,054	0,037	0,1	0,057	0,058	0,04	0,061	0,054
	0,17	1,2	3,6	7	0,79	1,2	2,2	9,7	0,64	1,4

В процессе поиска минимизировался функционал

$$H^2 = H_1^2 + H_2^2 = \frac{1}{14N} \times \sum_n^{14} \sum_i^N \left[\frac{\sigma_{экс}(\theta_i, E_n) - \sigma_{расч}(\theta_i, E_n)}{\sigma_{экс}(\theta_i, E_n)} \right]^2 + \frac{B}{14} \sum_n^{14} \left[\frac{\sigma_t^{расч}(E_n) - \sigma_t^{экс}(E_n)}{\sigma_t^{экс}(E_n)} \right]^2$$

Коэффициент *B* учитывает различие в статистической точности экспериментальных данных по полным сечениям и угловым распределениям рассеянных нейтронов.

Найдены независимые от энергии параметры оптических потенциалов для ядра U^{238} , дающие в среднем удовлетворительное описание полных сечений (с точностью ~3%) и угловых распределений упруго рассеянных нейтронов (с точностью ~10—15%) в диапазоне энергий 0,075—15 Мэв. Параметры приведены в таблице.

В статье приводится подробный иллюстративный материал, характеризующий степень согласия расчетных и экспериментальных сечений.

(№ 385/5440. Статья поступила в Редакцию 19/VII 1969 г., в окончательной редакции — 1/X 1969 г., аннотация — 27/X 1969 г. Полный текст 0,5 а. л., 4 рис., 1 табл., 14 библиографических ссылок.)

Температурное поле в неизотермическом двухфазном потоке

М. Х. ИБРАГИМОВ, Г. И. САБЕЛЛЕВ, В. И. СИДОРОВ

УДК 621.039.534

При эксплуатации энергетических установок в жидкой теплоносителе может попадать некоторое количество газа, что приводит к изменению условий теплоотдачи. Настоящая работа посвящена исследованию влияния газовой фазы на перенос тепла в потоке двухфазной смеси воды с воздухом.

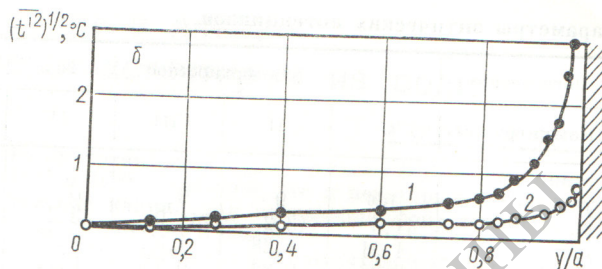
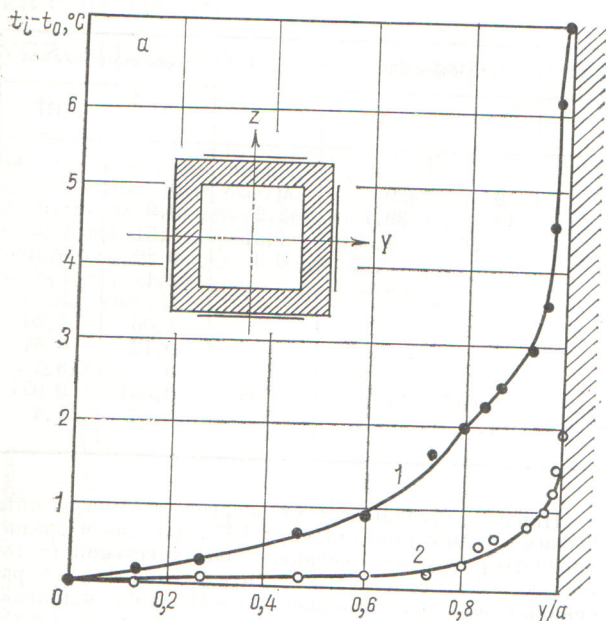
Эксперименты проводились в вертикальном квадратном канале сечением 30×30 мм², длиной 1800 мм при четырехстороннем обогреве и постоянном теплоном потоке на стенке $q = 1 \cdot 10^4$ ккал/м²·ч. Воздух вводился в нижнюю входную камеру канала. Температуру стенки канала измеряли тремя микротермопарами, а в потоке жидкости — подвижной термопарой с диаметром спая 0,2 мм.

Сравнение распределений температур в однофазном и двухфазном потоках показывает (см. рисунок а), что при введении в поток воды даже небольшого количества воздуха профиль температуры резко меняет свою форму: в двухфазном потоке профиль температуры уплощается и становится равномерным в большей части сечения канала. Одновременно уменьшается температура стенки; при этом температура жидкости на выходе из канала остается практически постоянной.

Наличие в жидкости пузырьков воздуха приводит к лучшему перемешиванию жидкости, к более интенсивному переносу тепла и увеличению теплоотдачи. Так, при указанном на рисунке а (кривая 2) режиме течения двухфазной смеси коэффициент теплоотдачи увеличился почти в три раза по сравнению со случаем течения воды (см. рисунок а, кривая 1).

Распределение интенсивности пульсаций температуры в потоке воды ($G = 0,755$ м³/ч) представлено на рисунке б (кривая 1). При введении в поток воды небольшого количества воздуха ($G' = 0,055$ м³/ч) резко уменьшается интенсивность пульсаций температуры (см. рисунок б, кривая 2), что связано с уплощением профиля температуры и уменьшением температурного напора.

При расходе воздуха через канал, соизмеримом с расходом воды, характер пульсаций температуры изменяется. Например, при объемном расходе воды $G = 0,5$ м³/ч и воздуха $G' = 0,5$ м³/ч в ядре потока наблюдались редкие интенсивные пульсации температуры, обусловленные, по-видимому, пробковым режимом течения. Температура жидкости в фиксированной точке потока сначала резко возрастает, а затем резко



Распределение температуры (а) и изменение интенсивности ее пульсаций (б):

1 — однофазный поток ($G = 0,755 \text{ м}^3/\text{ч}$, $q = 10\,000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$);
2 — двухфазный поток ($G = 0,755 \text{ м}^3/\text{ч}$, $G' = 0,055 \text{ м}^3/\text{ч}$,
 $z/a = 0$).

уменьшается относительно некоторого среднего значения. Начальное увеличение температуры можно объяснить повышением температуры жидкости перед лобовой частью пузыря, а уменьшение температуры ниже средней — повышенной турбулентностью в кормовой зоне пузыря.

(№ 386/5395. Поступила в Редакцию 19/V 1969 г. Полный текст 0,3 а. л., 3 рис., 3 библиографических ссылки.)

Учет энергетической зависимости в задачах теории переноса

Ю. И. ЕРШОВ, С. Б. ШИХОВ

Рассмотрено интегральное уравнение переноса нейтронов с изотропной индикатрисой рассеяния в однородном невогнутом объеме:

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E) = \int_{E_1}^{E_2} dE' g(E, E') \times \int_V d\mathbf{r}' \Phi_0(\mathbf{r}', E') \frac{e^{-\Sigma(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} + f(\mathbf{r}, E). \quad (1)$$

Решение такого рода задачи получено лишь для плоской геометрии с помощью метода Кейса в работах [1, 2]; однако это решение строго не обосновано и справедливо только при введении некоторых ограничений на функцию $g(E, E')$. Рассмотреть более общий случай с помощью метода Кейса, вероятно, не представляется возможным, так как при этом возникают серьезные трудности при доказательстве полноты системы собственных функций оператора переноса. Применение метода интегральных преобразований позволило исключить такие трудности и получить более общие результаты не только в плоской геометрии, но и для произвольного невогнутого объема.

Для плоского бесконечного слоя с помощью преобразования Фурье задача сведена к исследованию неко-

торого интегрального оператора фредгольмовского типа. При этом удалось показать, что при достаточно общих предположениях относительно функции $g(E, E')$ общее решение уравнения (1) для плоского слоя может содержать, кроме экспоненциальных членов, члены, являющиеся произведением экспоненты и степени пространственной переменной.

В случае произвольного невогнутого объема V уравнение (1) с помощью преобразования Радона сведено к виду, формально совпадающему с уравнением для бесконечного плоского слоя, поэтому результаты, полученные для плоской геометрии, могут быть перенесены на произвольную геометрию. Кроме того, в работе предложена простая аппроксимация изотропной индикатрисы рассеяния, для которой на простом примере показана принципиальная возможность решения задач теории переноса с учетом непрерывной зависимости нейтранных сечений от энергии.

(№ 387/5499. Поступила в Редакцию 24/VII 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 9 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Zelazny. Nucleonika, IX, 7—8, 563 (1964).
2. K. Fuchs, S. Collatz. Kernenergie, 6/7, 386 (1964).